

Approved For Release STAT
2009/08/31 :
CIA-RDP88-00904R000100130

Dec

Approved For Release
2009/08/31 :
CIA-RDP88-00904R000100130



Вторая Международная конференция
Организации Объединенных Наций
по применению атомной энергии
в мирных целях

12 MAY 1965
A/CONF/15/P.2296
USSR
ORIGINAL:RUSSIAN

Не подлежит оглашению до официального сообщения на Конференции

25 YEAR RE-REVIEW

ГОМОГЕННЫЙ РЕАКТОР НА ЕСТЕСТВЕННОМ
УРАНЕ

В.М.Бяков, Б.Л.Иоффе

В в е д е н и е

Одно из существенных преимуществ гомогенных реакторов по сравнению с гетерогенными состоит в том, что в гомогенных реакторах отсутствует проблема устойчивости тепловыделяющих элементов, так что допустимая степень выгорания горючего, а следовательно, и экономические показатели энергетического гомогенного реактора будут определяться только реактивностью системы.

Как известно, при работе реактора на естественном или слабо обогащенном уране степень выжигания горючего может быть существенным образом увеличена, если использовать в качестве дополнительного горючего возникающий в процессе работы плутоний. Извлечение из аппарата находящихся в нем активных веществ (урана, плутония и осколков деления), химическая очистка их и возврат плутония обратно в реактор также будут значительно легче в случае гомогенного реактора, чем в случае гетерогенного, где необходим еще дополнительный металлургический цикл.

Поэтому представляется целесообразным рассмотреть вопрос о работе гомогенного энергетического реактора на естественном уране с использованием возникающего в реакторе плутония в качестве дополнительного горючего.

Принципиальная схема работы такого реактора выглядит следующим образом. Основную часть времени реактор работает в стационарном режиме. В этом режиме в аппарат непрерывно закладывается не-

которое количество свежего естественного урана. Одновременно с этим из аппарата извлекается такое же количество находящейся в нем смеси, которая состоит из U^{238} , U^{235} различных изотопов плутония и осколков деления. Эта смесь отправляется в химический цех на переработку, где из нее извлекаются все изотопы плутония. Изотопы плутония возвращаются обратно в реактор, а все остальное выбрасывается в отвал.

Гомогенный аппарат на естественном уране может работать, используя в качестве замедлителя только тяжелую воду. Но в этом случае для того чтобы снять с реактора достаточное количество тепла, оказывается необходимым (I) иметь в аппарате довольно малую плотность тяжелой воды (порядка 0,6 для случая кипящего тяжеловодного энергетического реактора, рассмотренного в (I)). Размеры реактора на естественном уране при таких плотностях тяжелой воды оказываются нерационально большими (см. ниже рис. 3). В то же время критические размеры реактора, работающего на естественном уране с использованием плутония в рассмотренном выше стационарном режиме будут существенно меньшими.

Выход на такой стационарный режим будет производиться путем первоначальной загрузки реактора слабо обогащенным ураном с тем, чтобы после того, как в реакторе накопится достаточное количество плутония, можно было бы перейти на подпитку естественным ураном.

Ядерные процессы и изотопический состав горючего

Изменения изотопического состава, которые происходят по мере работы реактора, сводятся в основном к появлению в горячей смеси осколков деления и некоторых тяжелых изотопов урана и плутония. Мы ограничим рассмотрение цепочек тяжелых изотопов, оканчивающихся ураном-236 и плутонием-242, так как последние имеют небольшое сечение захвата и получающиеся из них изотопы будут образовываться в малом количестве. Мы также опустим из рассмотрения такие короткоживущие β -превращения, как U^{239} но, однако, учтем Np^{239}

Напишем теперь уравнения, описывающие изменение числа атомов урана и плутония. Величины, относящиеся к различным изотопам, будем обозначать индексами: 5 - U^{235} , 6 - U^{236} , 8 - U^{238} , 9 - Pu^{239} , 0 - Pu^{240} , 1 - Pu^{241} , 2 - Pu^{242} . Примем следующие обозначения:

-3-

ϕ - плотность потока тепловых нейтронов, σ_i , N_i - соответственно сечение поглощения и число атомов i -го элемента в единице объема, ν_i - число вторичных нейтронов, возникающих при делении ядра сорта i в расчете на один захваченный нейтрон и $\phi_i = \exp(-\psi_i)$ - вероятность для нейтрона избежать резонансный захват в i -ом ядре. При небольшой величине резонансного захвата ψ_i имеет смысл вероятности для нейтрона испытать резонансный захват в i -ом ядре. Для U^{235} , Pu^{239} и Pu^{241}

$$\psi_i = \frac{N_i}{N_{D_{20}} \sigma_{D_{20}}^s \xi} I_i, \quad \psi_i^z = \frac{N_i}{N_{D_{20}} \sigma_{D_{20}}^s \xi} I_i^z,$$

где I_i - полный резонансный интеграл, I_i^z - резонансный интеграл, соответствующий радиационному захвату, ξ - среднее значение относительного изменения энергии нейтрона в результате одного столкновения. В случае Pu^{240} , который имеет только один сильно поглощающий резонансный уровень, важно учесть самоэкранирование и

$$\psi_0 = \frac{\pi \Gamma}{2 \xi E_z} \left[\frac{\sigma_{D_{20}}^s N_{D_{20}}}{\sigma_0^z N_0} \left(1 + \frac{\sigma_{D_{20}}^s N_{D_{20}}}{\sigma_0^z N_0} \right) \right]^{-1/2}$$

Здесь E_z - значение энергии резонансного уровня Pu^{240} ($E_z = 1,07$ эв), Γ - ширина его ($\Gamma = 0,042$ эв). Уравнения, описывающие изменение числа атомов урана и плутония при указанных выше предположениях, имеют следующий вид (2):

$$\frac{dN_5}{dt} = -\phi \sigma_5 N_5 - \frac{N_5}{T} + \frac{N_5^0}{T} + \psi_5 (\nu_5 \sigma_5 N_5 + \nu_9 \sigma_9 N_9 + \nu_1 \sigma_1 N_1) \phi,$$

$$\frac{dN_6}{dt} = \phi \sigma_5^z N_5 + \psi_5^z (\nu_5 \sigma_5 N_5 + \nu_9 \sigma_9 N_9 + \nu_1 \sigma_1 N_1) \phi - \phi \sigma_6 N_6 - \frac{N_6}{T},$$

$$\frac{dN_8}{dt} = -\frac{N_8}{T} + \frac{N_8'}{T},$$

$$\frac{dN_{Np}}{dt} = \phi \sigma_8 N_8 + (1 - \phi_8) (\nu_5 \sigma_5 N_5 + \nu_9 \sigma_9 N_9 + \nu_1 \sigma_1 N_1) \phi - \phi \sigma_{Np} N_{Np} - \lambda_{Np} N_{Np},$$

-4-

$$\frac{dN_9}{dt} = \lambda_{N_p} N_{N_p} - \phi \sigma_9 N_9 - \psi_9 \phi_8 (\nu_5 \sigma_5 N_5 + \nu_9 \sigma_9 N_9 + \nu_1 \sigma_1 N_1) \phi - \frac{\delta}{T} N_9,$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_0}{dt} = & \phi \sigma_{N_p} N_{N_p} + \phi \sigma_9^2 N_9 + \psi_9^2 \phi_8 (\nu_5 \sigma_5 N_5 + \nu_9 \sigma_9 N_9 + \nu_1 \sigma_1 N_1) \phi - \\ & - \phi \sigma_0 N_0 - \psi_0 \phi_8 (\nu_5 \sigma_5 N_5 + \nu_9 \sigma_9 N_9 + \nu_1 \sigma_1 N_1) \phi - \frac{\delta}{T} N_0, \end{aligned} \quad /1/$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} = & \phi \sigma_0 N_0 + \psi_0 \phi_8 (\nu_5 \sigma_5 N_5 + \nu_9 \sigma_9 N_9 + \nu_1 \sigma_1 N_1) \phi - \\ & - \phi \sigma_1 N_1 - \psi_1 \phi_8 (\nu_5 \sigma_5 N_5 + \nu_9 \sigma_9 N_9 + \nu_1 \sigma_1 N_1) \phi - \frac{\delta}{T} N_1, \end{aligned}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \phi \sigma_1 N_1 + \psi_1^2 \phi_8 (\nu_5 \sigma_5 N_5 + \nu_9 \sigma_9 N_9 + \nu_1 \sigma_1 N_1) \phi - \phi \sigma_2 N_2 - \frac{\delta}{T} N_2.$$

В таком виде они справедливы для среды достаточно больших размеров, когда $\kappa^2 \tau \ll 1$ (κ^2 - лапласиан системы, τ - возраст нейтронов).

Написанные уравнения отличаются от приведенных в (2) в основном наличием дополнительных слагаемых. Последние имеют следующий смысл. Величина T определяет собой время одного цикла реактора, т.е. время, за которое произойдет обновление всего урана в реакторе. Таким образом N_5/T есть количество ядер U^{235} , извлекаемых из реактора в единицу времени, а N_5^0/T - количество ядер U^{235} вводимое в реактор в единицу времени (N_5^0 - концентрация урана-235 в загружаемом сырье; она является, вообще говоря, функцией времени). Аналогичный смысл имеет и член N_6^0/T . Что же касается членов вида $\delta N_i/T$ в уравнениях для N_9 , N_0 , N_1 и N_2 то они учитывают потери этих изотопов при химическом выделении плутония из

3041 126

-5-

облученного горючего. Величина δ дает долю потерь P_u за время одного цикла. В уравнении для U^{238} учитываются только изменения в числе ядер U^{238} , происходящие за счет перехода от одной расовой концентрации к другой. Выгорание U^{238} не учитывается. В /I/ не учитывается также время пребывания изотопов плутония в химической переработке.

Удобно несколько преобразовать уравнения /I/. Вместо обычного времени t введем эффективное время s , связанное с t следующим образом:

$$ds = \phi \sigma_s dt.$$

Соответствующий эффективный период цикла будет равен $S = \phi \sigma_s T$. Величину S будем называть в дальнейшем степенью выгорания горючего за один цикл, имея, однако, в виду, что она характеризует выгорание только U^{235} . Вместо числа атомов N_i введем отношения их макроскопических сечений к начальному макроскопическому сечению U^{238}

$$q_i = \frac{N_i \sigma_i}{N_s^0 \sigma_s}$$

(N_s^0 - количество ядер U^{238} в начале работы реактора). Чертой над ψ_i будем обозначать отношение

$$\bar{\psi}_i = \frac{\psi_i}{q_i}$$

и, наконец,

$$\phi(s) = (\lambda_5 q_5 + \lambda_9 q_9 + \lambda_1 q_1).$$

В этих обозначениях система уравнений /I/ выглядит так:

$$\frac{dq_5}{ds} = -q_5 - \frac{q_5}{S} + \frac{Q_5^0}{S} - \bar{\psi}_5 q_5 \psi_8 \phi(s),$$

3041-726

$$\frac{\sigma_5}{\sigma_6} \cdot \frac{dq_6}{ds} = \frac{\sigma_5^*}{\sigma_6} q_5 - q_6 - \frac{\sigma_5}{\sigma_6} \frac{q_6}{s} + \bar{\psi}_5 q_5 \psi_8 \varphi(s),$$

$$\frac{\sigma_5}{\sigma_{np}} \cdot \frac{dq_{np}}{ds} = q_8 + (1 - \varphi_8) \varphi(s) - q_{np} - \frac{\lambda_{np}}{\phi \sigma_{np}} q_{np},$$

$$\frac{\sigma_5}{\sigma_9} \cdot \frac{dq_9}{ds} = q_{np} + \frac{\sigma_3^*}{\sigma_9} q_9 + \bar{\psi}_9 q_9 \varphi_8 \varphi(s) - q_9 - \psi_9 \varphi_8 \varphi(s) - \frac{\sigma_5}{\sigma_9} \frac{q_9}{s}, \quad /2/$$

$$\frac{\sigma_5}{\sigma_1} \cdot \frac{dq_1}{ds} = q_9 + \psi_9 \varphi_8 \varphi(s) - q_1 - \bar{\psi}_1 q_1 \varphi_8 \varphi(s) - \frac{\sigma_5}{\sigma_1} \frac{q_1}{s},$$

$$\frac{\sigma_5}{\sigma_2} \cdot \frac{dq_2}{ds} = \frac{\sigma_1^*}{\sigma_2} q_1 + \bar{\psi}_1 q_1 \varphi_8 \varphi(s) - q_2 - \frac{\sigma_5}{\sigma_2} \frac{q_2}{s}.$$

Поглощение нейтронов осколками деления и коэффициент размножения

В кипящем реакторе такие осколки деления, как Xe, Kr и I, непрерывно удаляются из активной зоны реактора вместе с паром. Что касается других осколков деления, остающихся в рабочей среде, то при работе реактора по предлагаемой схеме они периодически удаляются из активной зоны вместе с отбором части облученного топлива для выделения из него изотопов плутония. Таким образом, число ядер осколков сорта i , N_i определяются из следующего уравнения

$$\frac{dN_i}{dt} = (w_{i5} \sigma_5^* N_5 + w_{i9} \sigma_9^* N_9 + w_{i1} \sigma_1^* N_1) \phi - \phi \sigma_i^* N_i - \lambda_i N_i - \frac{N_i}{\tau}. \quad /3/$$

Здесь λ_i - постоянная распада ядра i , w_{ij} - вероятность его возникновения при делении ядра j , а σ_i^* - сечение захвата нейтронов с учетом их поглощения при замедлении. В нашем случае

3041-126

-7-

$$\sigma_i^* = \sigma_i + \frac{\psi(s)}{\xi - Q_{D_2,0}} l_i,$$

где $Q_{D_2,0} = N_{D_2,0} \sigma_{D_2,0} / N_s \sigma_s$, а l_i - резонансный интеграл i -го ядра.

Вводя вместо N_i соответствующие макроскопические сечения, отнесенные, как и раньше, к начальному количеству V^{253} этому уравнению можно придать вид:

$$\frac{dq_i}{ds} = \frac{\sigma_s^\psi}{\sigma_s^2} q_s w_{is} \sigma_i^* + \frac{\sigma_9^\psi}{\sigma_s \sigma_9} q_9 w_{i9} \sigma_i^* + \frac{\sigma_1^\psi}{\sigma_s \sigma_1} q_1 w_{i1} \sigma_i^* - (\sigma_i^{\text{eff}} + \frac{1}{\beta}) q_i, \quad /4/$$

где

$$\sigma_i^{\text{eff}} = \frac{\sigma_i^*}{\sigma_s} + \frac{\lambda_i}{\phi \sigma_s}.$$

Среди всех осколков деления удобно выделить три группы. К первой группе отнесем сильнопоглощающие продукты деления, для которых $\sigma_i^{\text{eff}} \gg 1$. Они быстро достигают насыщения и уже при малых выгораниях для каждого из них $dq_i/ds = 0$. Величина потерь нейтронов в осколках этой группы определяется только вероятностью выхода w_{ij} и не зависит от степени выгорания, так что

$$\sum q_i = \frac{\sigma_s^\psi}{\sigma_s} q_s \sum_1 w_{is} + \frac{\sigma_9^\psi}{\sigma_s} q_9 \sum_1 w_{i9} + \frac{\sigma_1^\psi}{\sigma_s} q_1 \sum_1 w_{i1}. \quad /5/$$

К этой группе относятся Sm^{149} , Sm^{151} , Eu^{155} , Gd^{157} , Gd^{113} , Sr^{89} .

Ко 2-й группе мы отнесем осколки деления, для которых $\sigma_i^{\text{eff}} \ll 1$. Поглощение нейтронов осколками этой группы определяется формулой

$$\begin{aligned} \frac{d}{ds} \sum_{\text{II}} q_i = & \frac{\sigma_s^\psi}{\sigma_s^2} q_s \sum_{\text{II}} w_{is} \sigma_i^* + \frac{\sigma_9^\psi}{\sigma_s \sigma_9} q_9 \sum_{\text{II}} w_{i9} \sigma_i^* + \frac{\sigma_1^\psi}{\sigma_s \sigma_1} q_1 \sum_{\text{II}} w_{i1} \sigma_i^* - \\ & - \left(\bar{\sigma}^{\text{eff}} + \frac{1}{\beta} \right) \sum_{\text{II}} q_i, \end{aligned} \quad /6/$$

-3-

где $\bar{\sigma}^{eff}$ ввиду его малости можно определить просто как

$$\sum_i w_{is} \bar{\sigma}_i^* / \sum_i w_{is}.$$

Третью группу составляют Sm^{152} ($\bar{\sigma} = 138$), Eu^{153} (420), Pm^{147} (60), Rh^{103} (149), In^{115} (196), Ag^{109} (90). В скобках указаны соответствующие сечения в барнах. Для них $\bar{\sigma}_i^{eff} \leq 1/6$ (для Eu^{153} $\bar{\sigma}_i^{eff} \sim 2/3$, но зато вероятность его выхода сравнительно мала) и поглощение нейтронов можно учесть также с помощью формулы /6/, но только со своим $\bar{\sigma}^{eff}$. Для Nd^{143} ($\bar{\sigma} = 292$) напомним отдельное уравнение.

В литературе имеются достаточно полные данные о выходах осколков при делении U^{235} и Pu^{239} . Выходы осколков при делении Pu^{241} мы получим, экстраполируя кривые выходов для U^{235} и Pu^{239} .

При вычислении коэффициента размножения системы существенно еще учесть вероятность поглощения замедляющихся нейтронов продуктами деления $\Psi_{шл}$. Ввиду того что ряд резонансных интегралов неизвестен, при определении $\Psi_{шл}$ мы учтем только периодическое удаление осколков деления при отборе из реактора облученного горючего, пренебрегая их выгоранием при поглощении нейтронов. Тогда для $\Psi_{шл}$ можно написать уравнение

$$\frac{d\Psi_{шл}}{dz} = \frac{1}{\xi} \frac{\bar{\sigma}_s N_s}{\bar{\sigma}_s N_{s,0} \bar{\sigma}_s} \left[\frac{\bar{\sigma}_5^f}{\bar{\sigma}_5} q_5 \sum w_{is} I_i + \frac{\bar{\sigma}_9^f}{\bar{\sigma}_5 \bar{\sigma}_9} q_9 \sum w_{is} I_i + \frac{\bar{\sigma}_1^f}{\bar{\sigma}_5 \bar{\sigma}_1} q_1 \sum w_i I_i \right] - \Psi_{шл} / S.$$

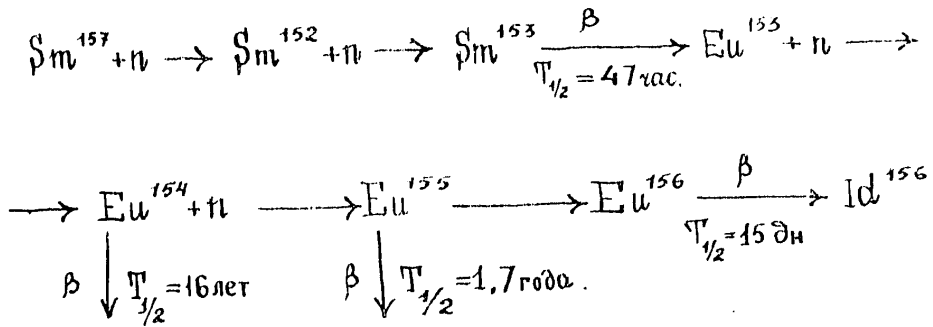
Величины $\sum w_{is} I_i$ определим из предположения, что резонансные интегралы для U^{235} , Pu^{239} и Pu^{241} равны соответственно 100, 130 и 145 барн.

Заметим, что Cs^{133} и Xe^{131} , обладающие большим резонансным захватом, в рассматриваемом случае отсутствуют (их суммарный вклад в резонансный интеграл $\sum w_{ij} I_i$ составлял бы около 50 барн).

В предыдущем рассмотрении поглощения нейтронов осколками деления мы не учитывали того обстоятельства, что после захвата нейтрона каким-либо ядром может образоваться ядро, также захватывающее нейтроны. Как показывает анализ осколков деления, по-видимому, существует только одна длинная цепочка последовательных захватов. Она имеет следующий вид:

3041-126

-9-



Периоды полураспада $I,7$ и 16 лет очень велики, так что изотопы Eu^{154} и Eu^{155} можно считать стабильными. Наоборот, периоды в 47 часов и 15 дней можно считать малыми и поглощение нейтронов этими ядрами не учитывать. В этих предположениях дополнительное поглощение нейтронов осколками деления, когда они достигают насыщения, и при длительности цикла $\beta = 0,8$ составляет $\sim 15\%$ от поглощения первичными осколками.

Тепловой коэффициент размножения рассматриваемой системы имеет следующий вид:

$$k_{\pi} \frac{\psi(s) \cdot e^{-(\psi_8 + \psi_0 + \psi_{un})}}{\psi_5 + \psi_6 + \psi_8 + \psi_{np} + \psi_9 + \psi_0 + \psi_1 + \psi_2 + \psi_{D_2O} + \sum \psi_{un}}$$

Учет размножения при замедлении, как показано в работе (2), сводится к замене k_T на эффективный коэффициент размножения k , равный

$$k = k_T \left[1 - (1 - \Delta) (1 - e^{-w}) + \Delta (1 - e^{-w}) x^2 w^2 \right],$$

где

$$\Delta = \frac{\frac{1_5^{\frac{p}{2}}}{1_5^{\frac{p}{2}}} \frac{\bar{G}_5}{\bar{G}_5^{\frac{p}{2}}} \psi_5 Q_5 \bar{\Psi}_5 + \frac{1_9^{\frac{p}{2}}}{1_9^{\frac{p}{2}}} \frac{\bar{G}_9}{\bar{G}_9^{\frac{p}{2}}} \psi_9 Q_9 \bar{\Psi}_9 + \frac{1_1^{\frac{p}{2}}}{1_1^{\frac{p}{2}}} \frac{\bar{G}_1}{\bar{G}_1^{\frac{p}{2}}} \psi_1 Q_1 \bar{\Psi}_1}{\psi(s)} +$$

-10-

$$w = \bar{\psi}_5 q_5 + \bar{\psi}_9 q_9 + \bar{\psi}_1 q_1 + \\ + \frac{1}{\xi} \frac{\xi_s N_s^0}{\xi_{D_2O} N_{D_2O}} 2 \sqrt{\frac{E_0}{E}} \left(q_6 + q_8 + q_{Np} + q_2 + q_{D_2O} + \sum q_{шл} \right).$$

Лапласиан системы определяется формулой

$$\kappa^2 = \frac{k-1}{L^2 + k\tau},$$

где L^2 и τ - квадраты диффузионной длины и длины замедления;

$$L^2 = L_{D_2O}^2 \frac{q_{D_2O}}{q_5 + q_6 + q_8 + q_{Np} + q_9 + q_0 + q_1 + q_2 + q_{D_2O} + \sum q_{шл}}$$

Поскольку лапласиан обратно пропорционален плотности замедлителя ρ ($\kappa^2 \sim 1/\rho^2$), то в дальнейшем нам будет удобно относить значения лапласиана к некоторой стандартной плотности ρ_0 , за которую примем $\rho_0 = 1100 \text{ кг/м}^3$.

3041-126

Квазистационарный режим работы реактора

Основное время работы реактора протекает в условиях, когда почти все имеющиеся в нем изотопы близки к своим равновесным концентрациям и, следовательно, когда в лапласиане системы не происходит заметных изменений. Такой режим работы будем называть квазистационарным.

Содержание изотопов U и Pu после достижения квазиравновесного состояния, помимо рабочей концентрации горючего в замедлителе, зависит только от длительности цикла. Количество энергии $w\tau$ (в мегаватт-днях на 1 т урана), выделяющейся за один цикл, или величина выгорания пропорциональны полному числу делений (в 1 т урана). Если предположить, что энергии деления у всех делящихся изотопов равны 195 Мэв, то в квазистационарном режиме:

-II-

$$W t = 3850 \left[\frac{\bar{\sigma}_5^f}{\bar{\sigma}_5} Q_5 + \frac{\bar{\sigma}_9^f}{\bar{\sigma}_9} Q_9 + \frac{\bar{\sigma}_1^f}{\bar{\sigma}_1} Q_1 \right] .$$

Имея в виду высокую эффективность использования материалов и приемлемые энергетические характеристики пара, можно думать, что рабочая плотность замедлителя в реакторе должна быть 600 кг/см^3 , а давление в нем 20-50 атм (1). В этом случае размеры реактора вряд ли могут существенно превышать 6-7 м по диаметру и 8-10 м по длине. Последнее обстоятельство приводит к необходимости иметь лапласиан в пересчете на плотность замедлителя $1100 \text{ кг/м}^3 \sim 3 \text{ м}^{-2}$. Поэтому мы рассмотрим продолжительность цикла, ограниченную временем, в течение которого лапласиан остается выше $\sim 3 \text{ м}^{-2}$.

3041-126 На рис. 1 для некоторых значений выгораний за цикл представлены равновесные содержания ряда изотопов (в кг на 1 т урана) в зависимости от концентрации горючего в тяжелой воде. Из него видно, что чем больше продолжительность цикла, тем больше степень выгорания горючего, а значит лучше эффективность его использования. С другой стороны, при увеличении длительности цикла возрастает вредное поглощение нейтронов. Поэтому лапласиан системы становится меньше.

Рис. 2 дает значения лапласианов рассматриваемой системы в квазистационарном режиме работы при плотности замедлителя 1100 кг/м^3 в функции выгорания за цикл при различных концентрациях урана. Он может быть использован для выбора концентрации урана, наиболее выгодной с точки зрения получения наибольшей величины выгорания. Наименьшие размеры реактора оказываются при загрузках горючего, соответствующих 200-250 кг урана на 1 т воды. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только оптимальную в этом смысле концентрацию в 200 кг U на 1 т воды. При этой концентрации выгорание за цикл, обеспечивающее значение лапласиана $\approx 3 \text{ м}^{-2}$ составляет 9500 мегаватт-дней на 1 т урана. В "шкале S" это соответствует длительности цикла $S = 0,8$.

-12-

Изменение реактивности во времени

Временной ход реактивности определяется поглощением нейтронов в образующихся в реакторе тяжелых изотопах U и Pu и осколках деления.

Так как сечение деления Pu^{239} тепловыми нейтронами заметно больше, чем сечение деления U^{235} , то вначале, пока отравляющее действие продуктов деления пренебрежимо мало, реактивность системы по мере замены U^{235} на Pu^{239} возрастает, даже если коэффициент воспроизводства несколько меньше единицы. Однако по мере накопления Pu^{239} увеличивается скорость его исчезновения в результате захвата им нейтронов, и возрастание реактивности, обусловленное образованием Pu^{239} , постепенно замедляется. Между тем, выгорание U^{235} , а также накопление Pu^{240} и продуктов деления ведут к снижению реактивности.

При дальнейшем облучении начинает сказываться влияние Pu^{241} . Медленное образование его приводит к сравнительно длительному подъему реактивности, продолжающемуся до $\beta = 5 \div 6$. К этому времени почти все изотопы плутония достигают своих стационарных концентраций. Исключение составляет Pu^{242} , сравнительно поздно образующийся в заметных количествах.

Начиная приблизительно с $\beta \sim 8$ поглощение в Pu^{242} приводит к заметному снижению лапласиана ($\sim 10\%$). Фактически это означает уменьшение мощности реактора. Тем самым возрастание количества Pu^{242} ставит предел продолжительности работы реактора.

Для того чтобы выдержать лапласиан постоянным в течение всего времени работы, реактор вначале должен загружаться слабо обогащенным ураном с концентрацией U^{235} около 0,9%. Последнее видно из рис. 3, где дана зависимость начального лапласиана от концентрации урана в воде для разных обогащений изотопом U^{235} .

Рассмотрим работу реактора, загруженного при пуске ураном с обогащением U^{235} 0,95%, - при концентрации горючего 200 кг на тонну воды. На рис. 4 показано изменение реактивности этого реактора во времени. По оси ординат отложена величина лапласиана, а по абсцисс - эффективное время.

При пуске реактора имеется сначала некоторый избыток реактив-

3041-126

-11-

ности, который может быть снят либо регулируемыми стержнями, либо путем отбора большей мощности.

В начальной стадии работы, когда U^{235} значительно не выгорел и еще не успело образоваться достаточное количество плутония и продуктов деления, обновление топлива производить нецелесообразно.

Затем выгорание U^{235} , накопление Pu^{240} и осколков деления вызывают резкое уменьшение лапласиана. Отсюда появляется необходимость подпитывать реактор обогащенным топливом. Поэтому с момента времени $\delta = 0,5$ было начато добавление урана, причем того же обогащения, что и при пуске; одновременно начат отбор топлива и возврат плутония в реактор с длительностью цикла $S = 0,8$. Это приводит к немедленному росту лапласиана. Последующий переход ($\delta = 1$) на питание естественным ураном, хотя сначала и уменьшает лапласиан, но не настолько, чтобы он стал меньше выбранного значения.

Начиная с $\delta = 2$ до $\delta = 8$, лапласиан мало меняется, и этот период отвечает упомянутому ранее квазистационарному режиму работы реактора.

На рис. 5 показаны изменения содержания в реакторе отдельных изотопов и осколков деления, соответствующих описанной работе реактора.

Можно предположить, что колебания в величине лапласиана невыгодно отражаются в отношении использования урана. Поэтому был рассмотрен такой режим работы аппарата, при котором величина лапласиана все время поддерживалась приблизительно равной выбранному значению (см. рис. 6). На рис. 7 приведена степень обогащения урана-235, которым должно производиться питание реактора в этом случае. Работа по циклической схеме здесь начинается с $\delta = 0,3$.

Эффективность использования горючего определяется энергией, снимаемой с 1 т израсходованного урана за все время работы реактора. При неизменной концентрации горючего количество урана, вводимое в реактор за "время" δ работы, пропорционально $N_g [1 + \delta/S] \cdot (1 + 1/139)$, а тепловая энергия, выделяющаяся за это время на 1 т урана в мегаватт-днях, есть

3041-126

-14-

$$3850 \frac{\int_0^8 \left[\frac{\sigma_2^f}{\sigma_5} q_5 + \frac{\sigma_2^f}{\sigma_9} q_3 + \frac{\sigma_1^f}{\sigma_1} q_1 \right] dz}{\left[1 + \frac{3}{5} \right] \left(1 + \frac{1}{139} \right)}$$

Расчет по этой формуле показывает, что для обоих режимов работы реактора энергия, получающаяся с 1 т израсходованного урана, примерно одинакова и равна ~ 7500 мегаватт-дней. Рис. 8 дает зависимость количества энергии, получаемой от каждой тонны введенного в реактор урана за время z для обоих рассмотренных вариантов работы.

Имеется еще нерассмотренная возможность увеличения продолжительности работы реактора. Она заключается в некотором снижении концентрации урана в реакторе в тот момент, когда Pu^{242} начинает уменьшать его реактивность ($z = 8$).

Дело в том, что с уменьшением концентрации урана в воде уменьшается резонансный захват нейтронов ураном-238, а следовательно, увеличивается коэффициент размножения. Кроме того, если при снижении концентрации урана в реакторе возвращать весь находящийся в нем плутоний обратно, то диффузионная длина в период установления нового режима не будет сильно меняться. По этим причинам лапласиан системы некоторое время не будет падать и может даже повышаться. Как видно из рис. 4 (пунктирная кривая), снижение концентрации с 200 кг/т до 150 кг/т позволяет удлинить время работы реактора приблизительно на 40%. Пунктирные кривые рис. 5 дают изменения количества изотопов для этого случая.

Все значения выгораний, критических размеров и концентраций изотопов получены с использованием констант, приведенных в приложении. Точность расчета в основном зависит от достоверности выбранных эффективных сечений, числа вторичных нейтронов, возникающих при тепловом захвате, и резонансных интегралов. Наибольшую неопределенность вносит неточное знание ν_2 , ν_1 и l_g , погрешность в измерении которых, по-видимому, составляет около 2, 5 и 10% соответственно. В величину выгорания каждая из них вносит неопределенность (10%). Кроме того, имеются неточности в значениях σ_9 , σ_9^2 , σ_0 , оцененные нами в 10%. Последние вносят неопределен-

3041-126

ность в выгорание $\sim 2\%$ каждая. Среднюю квадратичную ошибку в величине выгорания можно оценить в 15–20%.

Заметим, что если уточнение величины l_g приведет к уменьшению выгорания, то оно может быть частично скомпенсировано изменением концентрации горючего, что позволяет сдвинуть l_g в нужную сторону.

Кроме того, в нашем рассмотрении нигде не учитывалось то обстоятельство, что при химическом выделении плутония из облученного горючего неизбежны некоторые потери. Наличие их приведет к уменьшению равновесного количества плутония в реакторе и, следовательно, к уменьшению лапласиана или, что эквивалентно, к уменьшению степени выгорания. Например, возникновение 5% потерь плутония за один цикл приведет к уменьшению величины выгорания на 5%.

Примерные характеристики реактора

Рассмотрим один из возможных вариантов реактора, не задаваясь целью, чтобы он оказался оптимальным по своим энергетическим характеристикам. В этом варианте реактор представляет собой горизонтально расположенный цилиндр радиусом 3 м и длиной 10 м, заполненный тяжелой водой на 3/4 своей высоты. Концентрацию горючего, как и раньше, примем равной 200 кг/т. Тогда плотность рабочей среды находится из условия критичности, а мощность, снимаемая с реактора – по теплотехническим номограммам, связывающим плотность и давление кипящей воды с количеством пара, барботирующего через нее. В помещенном выводе представлены параметры такого реактора:

Давление, атм	40
Плотность замедлителя, кг/м ³	585
Вес воды, т	133
Вес урана, т	26,5
Тепловая мощность, Мвт	1150
Электрическая мощность, Мвт	280
Средний нейтронный поток, нейтр/см ² сек	$6,5 \cdot 10^{13}$
Продолжительность кампании в годах*	8

* Предполагается, что к концу работы в реакторе снижается концентрация горючего (см. предыдущий раздел).

-16-

Потребность в уране с обогащением 0,95% за кампанию, т	43
Расход естественного урана за кампанию, т*	306
Эффективность использования воды в мегаваттах с 1 т	8,7
Эффективность использования урана в мегаватт-днях с 1 т израсходован- ного урана	7900

Если окажется возможным допустить в реакторе рабочее давление больше 40 атм и выполнить аппарат с диаметром больше 6 м, то развиваемая им мощность, а также эффективность использования тяжелой воды и урана возрастают. Так, при диаметре 7 м и прежнем давлении в 40 атм мощность аппарата становится равной 1850 Мвт, а при давлении 60 атм с аппарата может быть снято 2100 Мвт тепловой мощности. Коэффициент использования воды в первом случае 11,6 Мвт с 1 т и во втором - 13,1 Мвт с 1 т.

Приложение

Использованные значения ядерных констант

При давлении порядка 20-50 атм температура в реакторе будет 210-260°C. Температуру нейтронов мы примем равной 530°K.

Для делящихся ядер, сечение поглощения и деления которых не подчиняется закону $1/v$ (v - скорость нейтрона), средние по максвелловскому спектру значения сечений будут зависеть от температуры T . Спектр нейтронов мы будем предполагать состоящим из максвелловского, простирающегося по энергиям от нуля до некоторой энергии E_c , и фермиевского, простирающегося от E_c до энергий нейтронов спектра деления. Энергию "сшивки", E_c , мы определим как точку пересечения обоих спектров. Она может быть найдена из условия (2):

$$e^{-\frac{E_c}{E_T}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{\ell_s}{\xi \ell_{ст}} \left(\frac{E_T}{E_c} \right)^2 \left(\frac{E}{E_T} \right)^{1/2}.$$

* Предполагается, что к концу работы в реакторе снизится концентрация горючего /см.предыдущий раздел/.

17-

Здесь ℓ_s и $\ell_{ст}$ - соответствующие длины рассеяния и захвата (последняя при энергии E_n), а энергия, соответствующая скорости нейтронов в 2200 м/сек. При рассматриваемых концентрациях урана энергия сшивки составляет 7-8 кт.

В таблицу I сведены эффективные сечения, резонансные интегралы и эффективные значения ν для температуры нейтронов в 530°К. Температурные поправки проводились по данным работы (2). Эффективный резонансный интеграл для U^{238} полученный по данным работы (3), приводится в таблице 2 как функция концентрации урана в кг на 1 т D_2O . Температурная поправка на резонансное поглощение играет в нашем случае, по-видимому, весьма малую роль и нами не учитывалась.

Таблица I

U^{235}	651	541	2,10	438	305
U^{236}	9	-			
U^{238}	2,75	-			
Np^{239}	80	-			
Pu^{239}	1535	1032	1,90	983	536
Pu^{240}	475	-		10 000 = 0,042 эв = 1,07 эв	
Pu^{241}	1700	1290	2,2	830	650
D_2O	$3,68 \cdot 10^{-3}$				

Таблица II

кг/т	150	200	250	300	350	400
I_g	68	60	54	50,4	47,6	45,3

-18-

З а к л ю ч е н и е

Проведенные расчеты показывают перспективность сооружения гомогенного реактора на естественном уране. Такой реактор характеризуется отсутствием тепловыделяющих элементов, отсутствием металлургического цикла, простотой устройства и управления, отсутствием насосов и движущихся частей, возможностью длительной работы без остановок, хорошим использованием горючего.

Реактор представляется в виде горизонтально расположенного цилиндра (диаметром 6-7 м и длиной до 10 м), заполненного кипящей тяжеловодной суспензией окислов или раствором солей природного урана с концентрацией около 200 кг на 1 т воды.

Тепловая мощность реактора 1200-2000 Мвт, электрическая мощность соответственно 300-500 Мвт.

В течение 6-7 лет реактор работает в стационарном режиме с возвратом образующегося в аппарате плутония. В этом режиме в реактор 2-3 раза в месяц поступает некоторое количество естественного урана. Время, в течение которого весь уран, находящийся в реакторе, заменяется свежим, составляет 6-7 месяцев. При этом с каждой тонны урана снимается около 9000 мегаватт-дней энергии по теплу.

Для того чтобы выйти на стационарный режим, реактор вначале загружается слабо обогащенным ураном с содержанием U^{235} около 0,8-0,9%. Таким же топливом производится подпитка реактора на начальной стадии его работы. Суммарное количество слабо обогащенного урана, которое позволяет выйти на стационарный режим, составляет около полутора загрузок, т.е. около 40-45 т. Это является небольшой величиной по сравнению с количеством естественного урана (около 300 т), расходуемого за время кампании. Выход на стационарный режим происходит около года. Общая продолжительность одной кампании длится 7-8 лет, после чего наступает падение реактивности. Оно приводит к необходимости выбросить из реактора горючую смесь и начать новую кампанию.

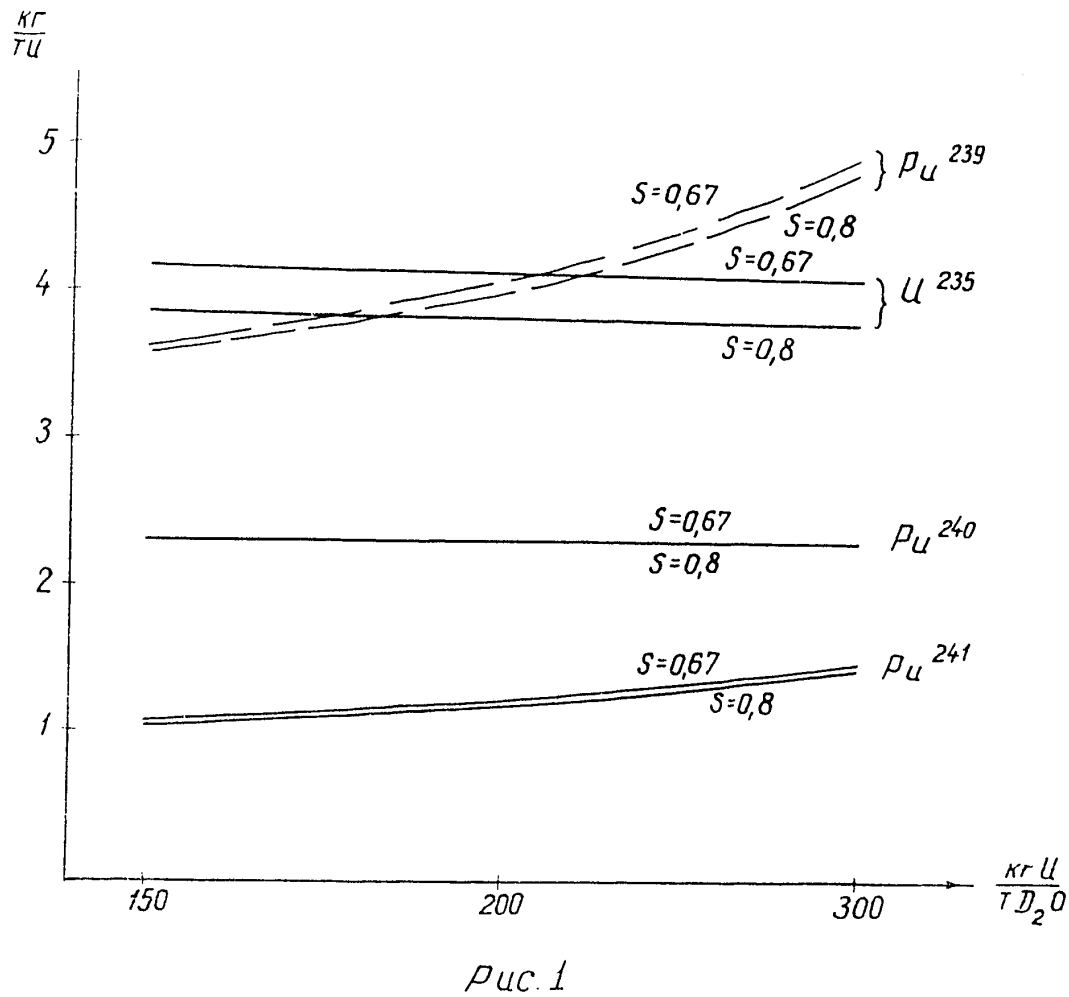
Приводимые в данном расчете данные по выгораниям содержат заметную погрешность, ввиду неточностей в значениях ядерных констант, которые могут изменить данные по выгораниям на 20-30%.

-19-

В заключение мы хотели бы выразить глубокую благодарность акад. А.И. Алиханову за систематический интерес к работе и ценные советы. Авторы признательны также Б.В.Эршлеру, Р.Л.Сердюку и А.П.Рудику за полезные обсуждения и Г.М.Адельсону-Вельскому и А.И.Бирзгал за проведение весьма утомительных численных расчетов.

Л и т е р а т у р а

1. Алиханов А.И., Завойский В.К., Сердюк Р.Л., Эршлер Б.В., Л.Я.Суворов. Доклад на Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии
2. Иоффе Б.Л., Окунь Л.Б. Атомная энергия, 1956, № 4
3. R.L. Maclin, H.S. Pomerance. Доклад P/833 на Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии, 1955



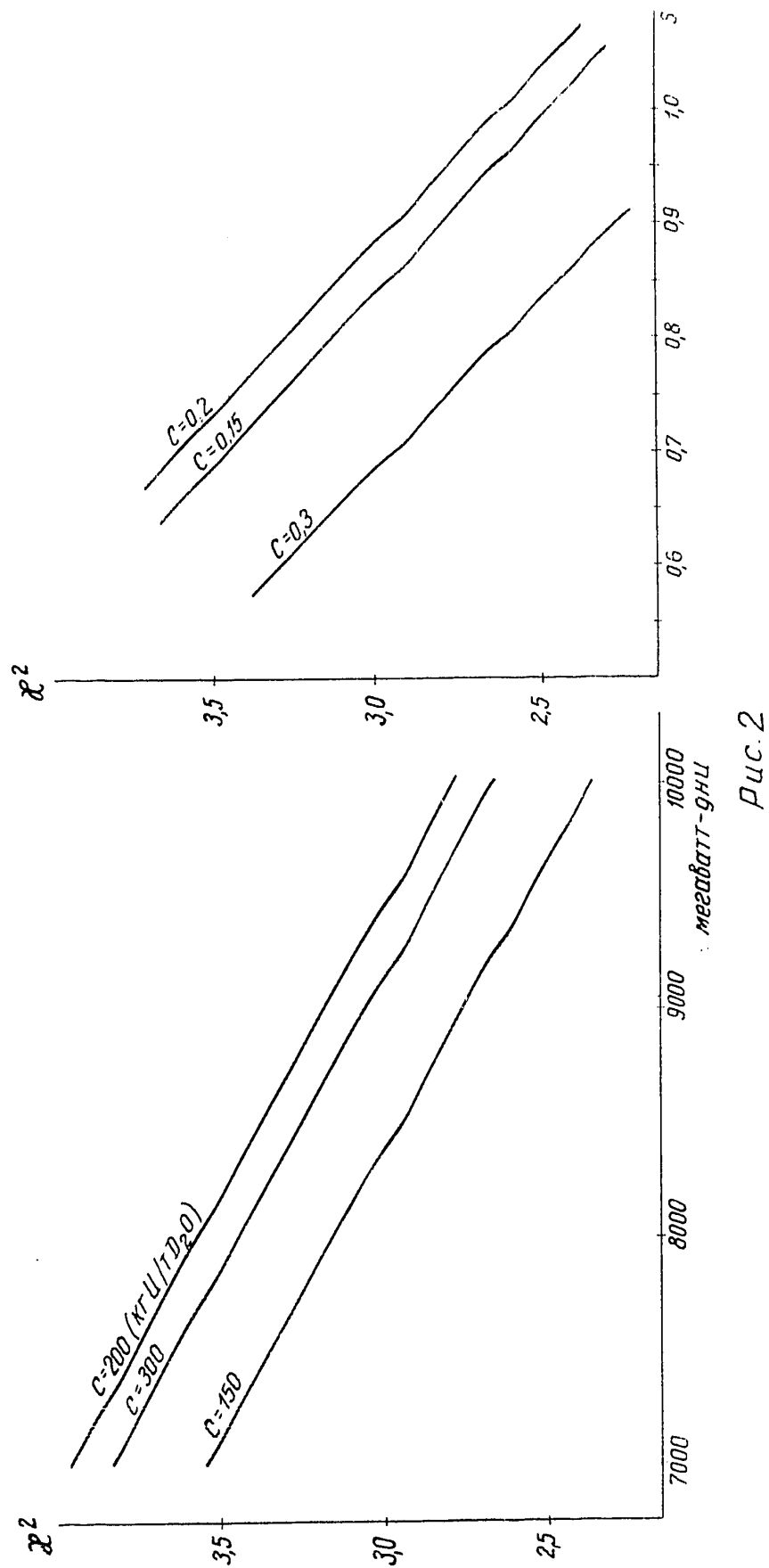
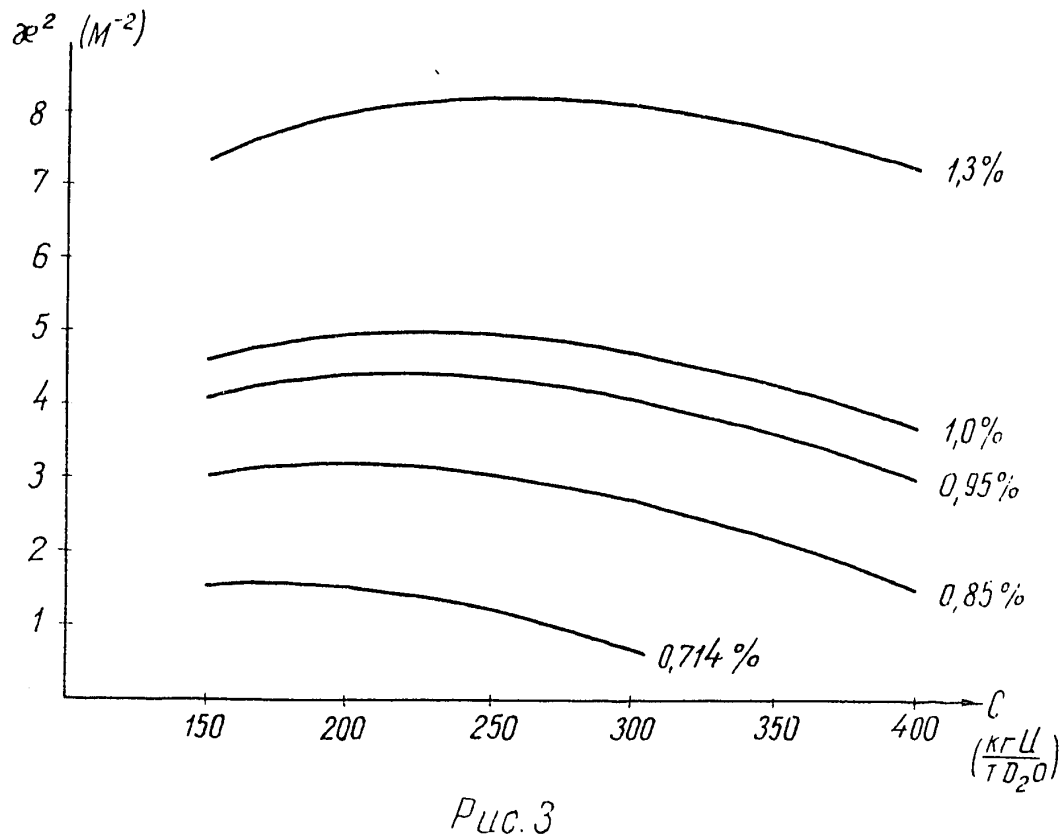


Рис. 2



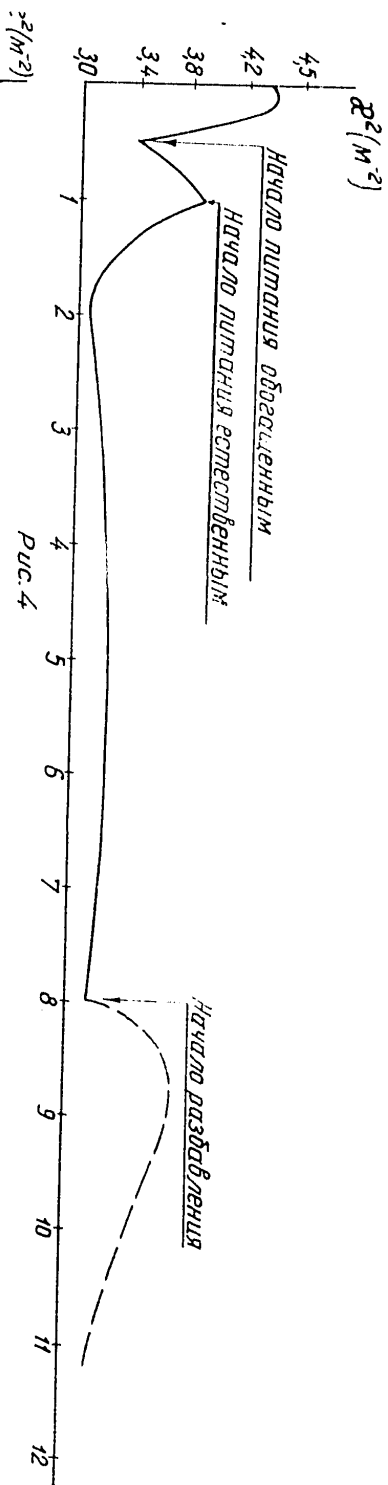


Рис. 4

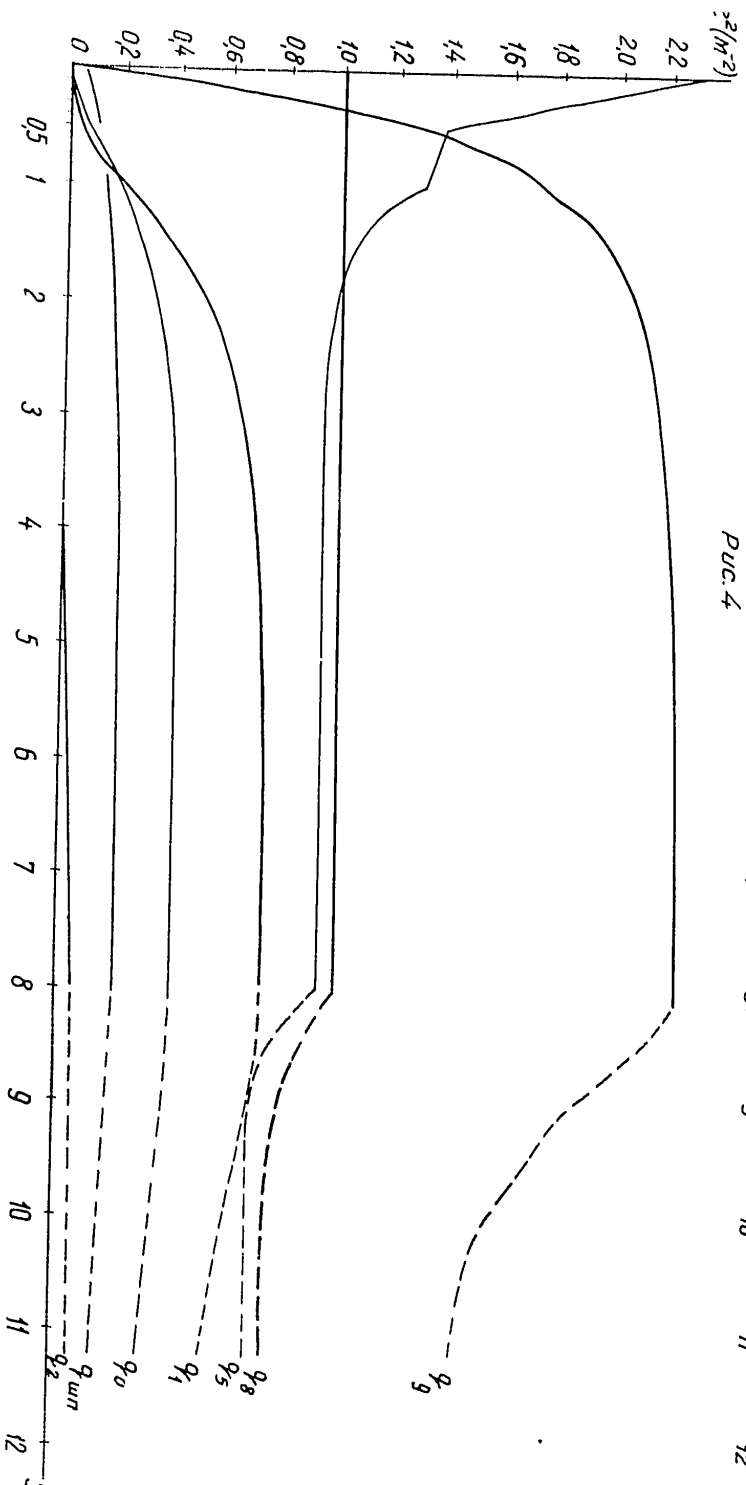


Рис. 5

